

Статья посвящается памяти Анатолия Игоревича Купалова-Ярополка — инициатора внедрения уран-эрбиевого топлива РБМК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адамов Е.О., Асмолов В.Г., Василевский В.И. и др. Повышение безопасности АЭС с РБМК. — Атомная энергия, 1987, т. 62, вып. 4, с. 219—226.
2. Боршев В.П., Бурлаков Е.В., Жирнов А.Д. и др. Нейтронно-физические характеристики реакторов РБМК до аварии и после выполнения мероприятий по повышению безопасности. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 1, с. 20—26.
3. Давыдова Г.Б., Кватор В.М., Краюшкин А.В., Федосов А.М. Совершенствование топливной загрузки РБМК. — Атомная энергия, 1991, т. 71, вып. 1, с. 3—8.
4. Давыдова Г.Б., Кватор В.М., Федосов А.М. Использование выгорающих поглотителей в РБМК. — Там же, 1991, т. 71, вып. 4, с. 344—345.
5. Федосов А.М. Влияние выгорающих поглотителей на эффект обезвреживания РБМК. — Там же, 1993, т. 75, вып. 1, с. 67—69.
6. Шевалдин В.Н., Негривода Г.П., Воронцов Б.А. и др. Опыт использования уран-эрбиевого топлива на Игналинской АЭС. — Там же, 1998, т. 85, вып. 2, с. 91—97.
7. Babaytsev M.N., Fedosov A.M., Krayushkin A.V. e.a. The STEPAN Code for RBMK Reactor Calculation: Preprint IAE-5660/5, 1993.
8. Алимов Ю.В., Баринов С.В., Кузнецов П.Б. и др. Общее описание кода SADCO для нейтронных и гидравлических расчетов канальных реакторов типа РБМК. Тезисы докладов IX семинара по проблемам физики реакторов «Проблемы безопасности ядерно-энергетических установок». Москва, 4—8 сентября 1995 г., М., МИФИ, 1995, т. 1, с. 220—222.
9. Воронцов Б., Кривошеин Г., Юрковичус А. и др. Усовершенствование активных зон реакторов РБМК-1500 Игналинской АЭС. Внедрение уран-эрбиевого топлива. — Energetika (журнал Литовской академии наук), 2007, № 1, с. 45—49.
10. Быстриков А.А., Егоров А.К., Иванов В.И. и др. Опыт использования уран-эрбиевого топлива на энергоблоках с РБМК-1000. — Атомная энергия, 2006, т. 100, вып. 3, с. 165—170.
11. Pavlovichev A., Kosourov E., Shcherenko A. e.a. Use of erbium as burnable poison for VVER reactors. — Kerntechnik, 2013, v. 78, № 4, p. 272—279.

Поступила в Редакцию 26.01.18

УДК 621.039.56

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ МОЩНОСТИ В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ РЕАКТОРЕ С НЕПТУНИЕВЫМ ЯДЕРНЫМ ТОПЛИВОМ

Шабалин Е.П., Рзянин М.В. (ОИЯИ, г. Дубна, Московская обл.)

В 2032 г. заканчивается технический ресурс импульсного быстрого реактора ИБР-2М. В связи с этим разрабатываются концепции нового источника нейтронов для ЛНФ ОИЯИ, который должен обладать более высокими характеристиками. Пиковая плотность потока нейтронов должна достигать уровня нескольких единиц на $10^{16} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. В качестве одного из вариантов такой установки рассматривается импульсный реактор с активной зоной из ^{237}Np [1].

Для обоснования надежной и безопасной работы реактора на нептунии необходимо, в частности, исследовать кинетику и динамику импульса мощности, которая имеет особенности как в сравнении с обычными реакторами постоянного действия, так и с импульсным реактором ИБР-2. Текущая энергия импульса мощности импульсного реактора периодического действия при малых отклонениях реактивности от критической $\epsilon \leq \beta_p$ определяется по выражению

$$Q_p/Q_0 \cong \exp(\epsilon/\beta_p), \quad (1)$$

где Q_0 — средняя установившаяся энергия импульса (соответствует критическому состоянию реактора); величина β_p играет такую же роль, как $\beta_{\text{эф}}$ в реакторе непрерывного действия [2, 3]. Ее называют импульсной долей запаздывающих нейтронов, хотя она слабо связана с эффективной долей запаздывающих нейтронов, зависит только от специфических параметров импульсного реактора — среднего времени жизни поколения быстрых нейтронов, скорости модуляции реактивности и частоты импульсов. Величина β_p в действующем импульсном ИБР-2 в 14 раз меньше $\beta_{\text{эф}}$, соответственно чувствительность реактора к колебаниям реактивности во столько же раз больше по сравнению с реактором, работающим в режиме непрерывной мощности.

Для нептуниевого реактора ситуация осложняется. Вследствие малого времени жизни поколения нейтронов (10 нс, что в 6 раз меньше,

чем для ИБР-2) расчетная импульсная доля запаздывающих нейтронов β_n в несколько раз меньше, чем для ИБР-2, и составляет $2,7 \cdot 10^{-5} k_{эф}$ при частоте всплеск 10 с^{-1} , скорости модулятора 60 м/с и нулевой мощности реактора. Малое случайное возмущение реактивности $\pm 10^{-5} k_{эф}$ (соответствует колебаниям температуры топливного сердечника на $\sim 1 \text{ К}$) вызовет изменение энергии импульса мощности примерно в 1,5 раза, в то время как для ИБР-2 только на 7%.

Высокая чувствительность реактора к колебаниям реактивности особенно нежелательна при работе на большой мощности — отрицательная обратная связь за счет теплового расширения активной зоны может привести к усилению колебаний энергии импульсов мощности и даже к стохастической неустойчивости реактора [4—7]. Условие устойчивости реактора определяется по соотношению

$$|k_T \Delta T| < 2\beta_n, \quad (2)$$

где k_T — быстрая составляющая отрицательного температурного эффекта реактивности; ΔT — номинальный нагрев сердечника твэла за время импульса. При $\Delta T = 20 \text{ К}$, $k_T = 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, $\beta_n = 2,7 \cdot 10^{-5}$, характерных для нептуниевого реактора оптимальной конструкции, условие (2) не выполняется. Абсолютный температурный эффект реактивности можно уменьшить конструктивными мерами, например, секционированием сердечников твэлов, но не столь значительно, как того требует условие (2), иначе реактор может попасть в область колебательной неустойчивости. Каков выход? При высоком уровне мощности обратная связь может изменять ход реактивности и повышать импульсную долю запаздывающих нейтронов и соответственно порог стохастической неустойчивости.

Настоящая работа посвящена изучению динамики импульсов мощности нептуниевого реактора с учетом быстрой обратной температурной связи, срабатывающей во время развития импульса.

Методика расчета динамики импульса. Полная система уравнений для расчета динамики импульса в импульсном быстром реакторе включает уравнения нейтронной кинетики и термоупругости, и ее точное решение является сложной и трудоемкой задачей [8]. Обычно используют некоторые упрощающие предположе-

ния относительно характера тепловыделения и колебаний твэлов реактора. В большинстве случаев хорошие результаты дает уже простая модель, рассматривающая реактор как одностотный осциллятор совместно с уравнением односточечной модели кинетики реактора без учета запаздывающих нейтронов [8—11]. В рассматриваемой модели, кроме того, предполагается линейная зависимость реактивности обратной связи от изменения длины твэла. В итоге имеем два дифференциальных уравнения

$$\begin{cases} \dot{T} = \frac{\varepsilon(t)}{\tau} T = \frac{\varepsilon_m - \alpha t^2 - u k_u}{\tau} T; \\ \ddot{u} + \omega^2 u = \omega^2 u_0 T, \end{cases} \quad (3)$$

где $\varepsilon(t)$ — реактивность на мгновенных нейтронах; k_u — величина, пропорциональная температурному коэффициенту реактивности и равная изменению коэффициента размножения нейтронов при изменении длины твэла на 1 м при его нагреве; $k_u = 4$ соответствует статическому температурному коэффициенту реактивности $10^{-5} k_{эф}/\text{К}$; u, u_0 — изменение длины и статическое изменение длины твэла при нагреве реактора в среднем на 1 К соответственно; ω, T — собственная круговая частота свободных колебаний тепловыделяющего элемента реактора и изменение его температуры в текущий момент времени относительно начальной; τ — среднее время жизни мгновенных нейтронов деления.

В реакторах максимальная реактивность в импульсе $\varepsilon(t) = \varepsilon_m$ всегда намного меньше единицы. Поэтому вблизи максимума функциональная зависимость ε может быть аппроксимирована параболой с параметром α , зависящим от характеристик внешнего модулятора реактивности. Невозмущенная реактивность (без мощностной обратной связи по расширению топлива) больше нуля на промежутке $-t_1 < t < t_1$, где $\alpha t_1^2 = \varepsilon_m$. Так как вспышка мощности является очень короткой, то на данном промежутке при положительной реактивности можно пренебречь запаздывающими нейтронами и внешним источником нейтронов. Поэтому данные члены отсутствуют в первом из системы уравнений (3).

Система уравнений (3) решалась методом Рунге—Кутты с начальными условиями

$$u(-t_1) = 0; \dot{u}(-t_1) = 0; T(-t_1) = 0; \dot{T}(-t_1) = 6,94 \text{ К/мс.}$$

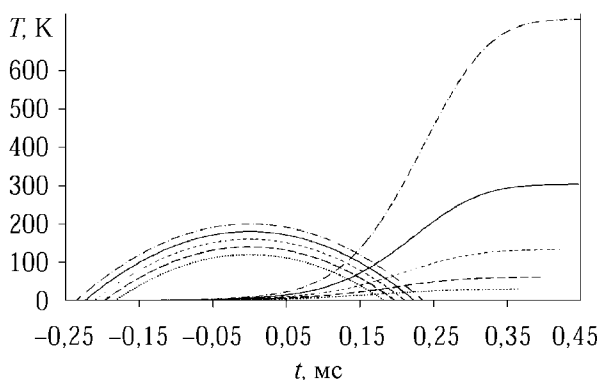
Начальная мощность, выраженная через скорость нагрева твэла, в точке $-t_1$ вычислена аналитически по формулам [3] для разрабатываемого импульсного реактора с активной зоной из ^{237}Np .

В работе были использованы следующие параметры: время жизни мгновенных нейтронов деления $\tau = 10^{-5}$ с, $\alpha = 3,6 \cdot 10^{-3}$ с $^{-2}$, частота импульсов 10 Гц, средняя мощность реактора 10 МВт, коэффициент термического расширения нитрида нептуния 10^{-5} К $^{-1}$, длина твэла 0,25 м, скорость звука в нитриде нептуния ~ 3 км/с, модуль Юнга $(100\text{—}130) \cdot 10^9$ Н/м ^{2} . Критичность реактора при нулевой мощности ($k_u = 0$) $\epsilon_m = 1,24 \cdot 10^{-4}$.

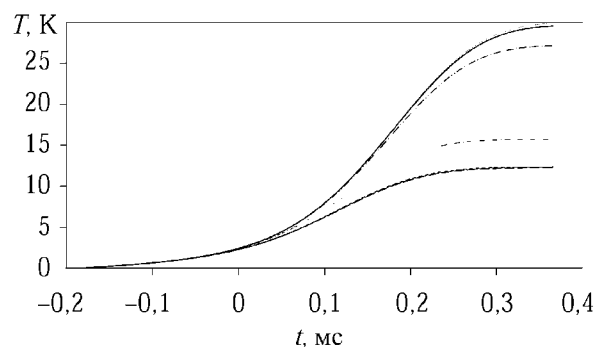
Результаты. Решение системы (3) находилось для следующего диапазона параметров: $\epsilon_m = 1,2 \cdot 10^{-4}\text{—}2 \cdot 10^{-4}$, $k_u = 0\text{—}4$ м $^{-1}$; $\omega = 1\text{—}50$ с $^{-1}$.

На рис. 1 показан результат решения системы (3) при отсутствии обратной связи ($k_u = 0$). Кривая реактивности в данном случае имеет симметричный вид. Видно, что при отсутствии обратной связи скачкообразное изменение температуры может достигать 750 К при $\epsilon_m = 2 \cdot 10^{-4}$. Соответствующая импульсная доля запаздывающих нейтронов составляет $3,1 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 2 показана зависимость энергии импульса мощности от собственной частоты реактора ω для $k_u = 4$. Следует отметить, что параметр ω неоднозначно связан с длиной стержня (или пластины) твэла. Если массу стержня (или пластины) твэла считать сосредоточенной, что и



Р и с. 1. Энергия импульса мощности, выделенная к моменту времени t для случая $k_u = 0$ при максимальной реактивности ϵ_m , 10^{-4} : 1,2 (· · ·), 1,4 (— · —), 1,6 (— — —), 1,8 (—), 2 (— · —) (начало координат $t = 0$ соответствует максимуму реактивности ϵ_m , по оси y — температура активной зоны T , пропорциональная накопленной энергии вспышки, и реактивность ϵ , умноженная на 10^6)

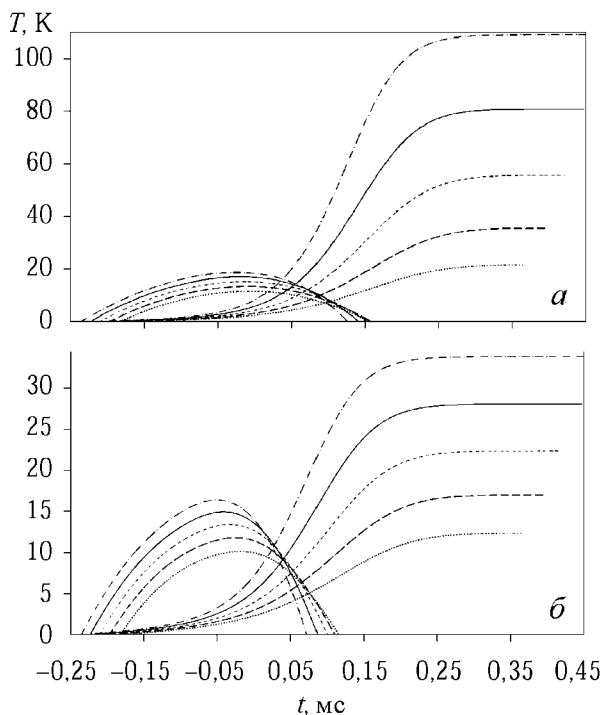


Р и с. 2. Энергия импульса мощности для случая $k_u = 4$ при параметре инерционности теплового расширения сердечника ω 1 (—), 3 (— · —), 12 (— — —), 37,7 (· · ·), 50 (— · —) и для случая $k_u = 0$ (· · ·) (максимальная реактивность для всех кривых $\epsilon_m = 1,2 \cdot 10^{-4}$)

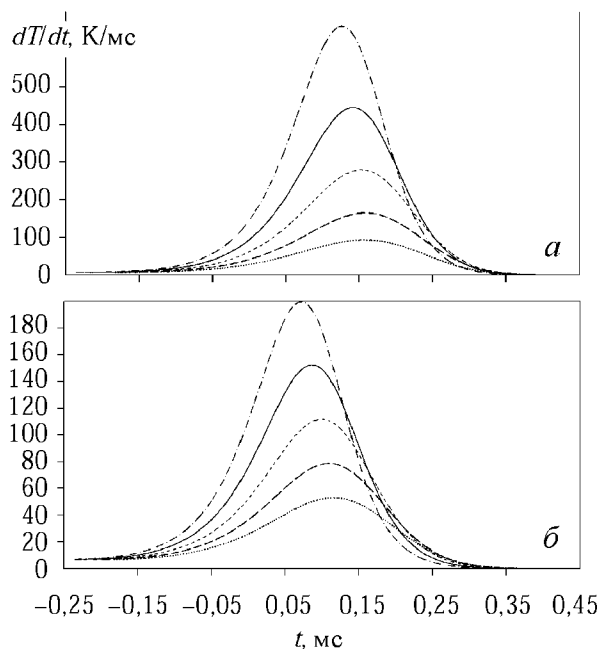
предполагает уравнение осциллятора в системе (3), то круговую частоту свободных колебаний стержня следует считать равной c/L , где L — длина стержня; c — скорость звука. При распределенной массе период колебаний равен удвоенному времени прохождения волны упругого сжатия—растяжения вдоль стержня $2L/c$, круговая частота соответственно равна $\pi c/L$, т.е. в π раз больше, чем для случая сосредоточенной массы [11]. Так, длине стержня 0,25 м соответствует $\omega = 12$ с $^{-1}$ при сосредоточенной массе и $\omega = 37,7$ с $^{-1}$ при условии наличия упругих волн деформации. При одной и той же длине твэла собственная частота колебаний может изменяться, например, если стержень твэла будет состоять из нескольких частей. В связи с неоднозначностью физического смысла параметра ω , возникшей из-за замены уравнения термоупругости на уравнение гармонического осциллятора, следует считать эту величину неким параметром, определяющим инерционность обратной связи температура—реактивность.

Как можно видеть на рис. 2, временная зависимость температуры $T(t)$ для $k_u = 4$ находится между двумя граничными кривыми при всех значениях параметра ω . Аналогичный вид имеют кривые для других k_u . С одной стороны, область кривых ограничена случаем $k_u = 0$, куда стремятся кривые с конечной величиной k_u при $\omega \rightarrow 0$, с другой, кривые для $\omega > 30$ с $^{-1}$ также быстро сходятся. Физически значимая область, соответствующая нептуниевому реактору, лежит между кривой для $\omega = 12$ с $^{-1}$ и нижней предельной кривой.

На рис. 3, 4 показана зависимость решения системы уравнений (3) от коэффициента связи k_u при $\omega = 37,7 \text{ мс}^{-1}$.



Р и с. 3. Энергия импульса мощности для случая $k_u = 1$ (а), $k_u = 4$ (б) при максимальной реактивности $\epsilon_m \cdot 10^{-4}$: 1,2 (· · ·), 1,4 (---), 1,6 (- · -), 1,8 (—), 2 (— · —) и параметре $\omega = 37,7$ (по оси у — температура активной зоны T и реактивность ϵ , умноженная на 10^5)

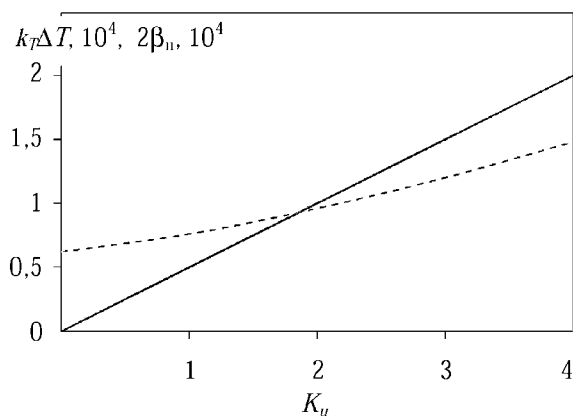


Р и с. 4. Импульс мощности для случая $k_u = 1$ (а), $k_u = 4$ (б) при максимальной реактивности $\epsilon_m \cdot 10^{-4}$: 1,2 (· · ·), 1,4 (---), 1,6 (- · -), 1,8 (—), 2 (— · —) (начало координат $t = 0$ соответствует максимуму реактивности ϵ_m , по оси у — скорость изменения температуры активной зоны dT/dt — мощность вспышки)

На основе полученных зависимостей $T_{ac}(\epsilon_m)$ была вычислена импульсная доля запаздывающих нейтронов для значений k_u от 0 до 4 при $\omega = 37,7 \text{ мс}^{-1}$ согласно приближению (1), асимптотический нагрев твэла в импульсе $T_{ac} = T(t \rightarrow \infty)$ — суть энергия импульса. На рис. 5 видно, при каком температурном коэффициенте реактивности рассматриваемый реактор с неплутниевой активной зоной и средней мощностью 10 МВт ($T_{as} \sim 20 \text{ К}$) будет устойчив относительно возникновения автоколебаний, т.е. там, где выполняется условие (2).

Обсуждение. Расчеты показали, что отрицательная обратная связь по температуре твэла заметно влияет на динамику номинального импульса уже при малом температурном коэффициенте реактивности в диапазоне $(2-3) \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, что соответствует $k_u \sim 1$ (см. рис. 3). Чем больше величина k_u , тем сильнее влияние обратной связи и соответственно меньше зависимость энергии импульса мощности от ϵ_m . При реалистичных значениях $k_u \sim 1-4$ подавление энергии импульса мощности составляет 7—20 раз для большой надкритичности в импульсе ϵ_m и 1,5—3 раза для малой ϵ_m . Таким образом, в рамках рассматриваемой модели более мощный импульс за счет обратной связи подавляется сильнее.

Из анализа результатов следуют два вывода: вследствие обратной связи по температуре твэла оценка энергии аварийных импульсов мощности снижается в 10 раз и более по сравнению с расчетным значением. Для импульсов с превышением импульсной надкритичности на



Р и с. 5. Значения величин $2\beta_n$ (---) и $k_T\Delta T$ (—) как функции параметра k_u при $\Delta T = 20 \text{ К}$ — энергия импульса при средней мощности 10 МВт (область устойчивости неплутниевых реакторов, определяемая уравнением (2), лежит слева от точки пересечения кривых)

$\geq 10^{-4} k_{\text{эф}}$ энергия будет повышаться пропорционально ϵ_m , а не экспоненциально, как следует из уравнения (1). Даже при мгновенном росте коэффициента размножения на 0,1% нагрев зоны не превысит 200 К;

порог стохастической неустойчивости будет превышен при средней мощности 7 МВт, если температурный коэффициент реактивности принять равным 10^{-5} K^{-1} . Для устойчивой работы на мощности 15 МВт следует снизить температурный коэффициент реактивности в 2,5—3 раза, что является посильной задачей.

Расчет по более реалистичной модели с учетом упругих деформаций даст не столь благоприятную картину — наличие волны деформации приведет к снижению отрицательной реактивности. Поэтому следующим шагом должно быть развитие модели для расчета динамики импульсов мощности, учитывающей наличие волн упругой деформации твэла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксенов В.Л., Ананьев В.Д., Комышев Г.Г. и др. О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления. — Письма в ЭЧАЯ, 2017, т. 14, вып. 5, с. 556—570.

2. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. Импульсный режим работы быстрого реактора. — Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 5, с. 417—420.
3. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976. 248 с.
4. Шабалин Е.П. О колебаниях мощности и пределе устойчивости импульсного реактора. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 6, с. 401—406.
5. Попов А.К. Передаточная функция и устойчивость импульсного реактора периодического действия. — Там же, 1987, т. 62, вып. 3, с. 195—197.
6. Shabalin E. Stochastic dynamics of a periodic pulsed reactor. — In: Proc. of the 1990 Intern. Fast Reactor Safety Meeting. Snowbird, Utah, 12—16 Aug. 1990, v. III, p. 279.
7. Shabalin E. Power instability and stochastic dynamics of periodic pulsed reactors. — Nucl. Technol., 1992, v. 99, № 3, p. 280—288.
8. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1999. 1032 с.
9. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975. 400 с.
10. Крамаров А.Я., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1984. 736 с.
11. Ломидзе В.Л. Динамика топлива в импульсном реакторе. Колебания стержня с оболочкой. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 2, с. 123.

Поступила в Редакцию 21.11.17

УДК 621.039.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ РАСПЛАВА ПО ПОВЕРХНОСТИ ТВЭЛА БЫСТРОГО РЕАКТОРА ПРИ ТЯЖЕЛОЙ АВАРИИ С ПОМОЩЬЮ МОДУЛЯ SAFR/V1 ИНТЕГРАЛЬНОГО КОДА ЕВКЛИД/V2

Усов Э.В., Бутов А.А., Чухно В.И., Климонов И.А., Кудашов И.Г., Жданов В.С., Прибатурин Н.А. (Новосибирский филиал ИБРАЭ РАН, г. Новосибирск), Мосунова Н.А., Стрижов В.Ф. (ИБРАЭ РАН, г. Москва)

В настоящей статье рассматривается второй блок модуля SAFR/V1, который позволяет моделировать движение образовавшегося при термическом разрушении твэла расплава. При движении учитывается трение и теплообмен с поверхностью твэла, а также трение с потоком теплоносителя. Описанию первого блока посвящена статья [1].

Движение расплава по поверхности твэла моделируется путем решения уравнений сохранения массы, импульса и энергии. В настоящей версии кода SAFR/V1 рассматриваются два режима стекания: пленочный и сплошной [2]. В пленочном режиме предполагается, что толщина расплава по периметру твэла одинакова,

по длине может изменяться. В указанном режиме возможно наличие нескольких областей с расплавом. Разная толщина слоя по длине твэла и наличие нескольких областей с расплавом отличают код SAFR/V1 от других [3—5]. Сплошной режим стекания моделирует движение расплава по внутреннему отверстию топливных таблеток.

Уравнение сохранения массы может быть записано в виде

$$\partial \rho S / \partial t + \partial \rho U S / \partial z = \Gamma_m, \quad (1)$$

где ρ — плотность расплава, кг/м^3 ; S — площадь поперечного сечения расплава, м^2 ; t — время, с; U — средняя скорость пленки расплава в теку-